

Mechanismen der Wärmeübertragung beim Kühlen von Metallen mit verdampfenden Flüssigkeiten

Jeschar, Rudolf
Specht, Eckehard
Heidt, Viktor

Veröffentlicht in:
Abhandlungen der Braunschweigischen
Wissenschaftlichen Gesellschaft Band 42, 1990/91,
S.57-83



Verlag Erich Goltze KG, Göttingen

Mechanismen der Wärmeübertragung beim Kühlen von Metallen mit verdampfenden Flüssigkeiten

Von **Rudolf Jeschar**¹⁾, **Eckehard Specht**¹⁾, **Viktor Heidt**¹⁾, Clausthal

(Eingegangen am 14.10.1988)

Formelzeichen

a	Temperaturleitkoeffizient
b	Wärmeeindringkoeffizient
b	Breite
c	spezifische Wärmekapazität
d	Durchmesser
g	Erdbeschleunigung
Gr	Grashofzahl
Δh	Verdampfungsenthalpie
L	Überströmlänge
\dot{m}	Massenstromdichte
\dot{M}	Massenstrom
Nu	Nußeltzahl
Pe	Pécletzahl
Ph	Phasenumwandlungszahl
Pr	Prandtlzahl
\dot{q}	Wärmestromdichte
Sk	Schwerkraftzahl
t	Zeit
T	Temperatur (Kelvin)
w	Geschwindigkeit
W	dimensionslose Geschwindigkeit
x, y, z	Ortskoordinaten
α	Wärmeübergangskoeffizient
δ	Dampffilmdicke
Δ	Differenz
∂	Differential
ε	Emissionsgrad

η	dimensionslose Koordinate
ϑ	Temperatur (Celsius)
θ	dimensionslose Temperatur
λ	Wärmeleitkoeffizient
μ	dynamische Viskosität
ν	kinematische Viskosität
ϱ	Dichte
σ	Stefan-Boltzmann-Konstante

Indizes

B	Burn-out
f	Flüssigkeit
F	Filmverdampfung
g	Gas, Dampf
L	Leidenfrost
si	Siedezustand
t	Zeit
w	Wand, Oberfläche
x	x-Richtung
y	y-Richtung
δ	Dampffilmdicke
∞	unendlich
0	Anfang
—	Mittelwert
α	Konvektion
ε	Strahlung
λ	Leitung

¹⁾ Insitutit für Energieverfahrenstechnik der TU Clausthal

Einleitung

Kühlprozesse mit verdampfenden Flüssigkeiten sind in allen Bereichen der metall-erzeugenden und -verarbeitenden Industrie zu finden und erfahren eine ständig zunehmende Bedeutung. Beispiele sind das Stranggießen von Stählen, Aluminium, Kupfer und anderen Metallen, das Tauchhärten von Stahl, Gußeisen und Leichtmetalllegierungen sowie das Oberflächenhärten von Stählen nach einer induktiven Erwärmung einer dünnen Randschicht. Als Kühlflüssigkeiten dienen Wasser, Öle sowie Polymerlösungen. Diese liegen als Bäder vor, in die die Werkstücke eingetaucht werden, oder sie werden mittels Düsen als Filme oder als zerstäubte Flüssigkeitsstrahlen auf die Werkstückoberflächen gespritzt. Im wesentlichen kommt es bei diesen Kühlprozessen darauf an, ganz bestimmte Zeit-Temperaturkurven, z. B. an der Oberfläche, zu ermöglichen, weil hiervon die Qualität der erzeugten Werkstoffe maßgebend mitbestimmt wird. Die Abkühlvorgänge mit Wärmeabfuhr durch Strahlung und Konvektion sind im wesentlichen bekannt. Bei Kühlprozessen, bei denen mit verdampfenden Flüssigkeiten Wärme von einer heißen Oberfläche abgeführt wird, sind hingegen die physikalischen Vorgänge noch nicht hinreichend geklärt. In der Praxis erfolgt deshalb die Auslegung und Optimierung solcher Prozesse noch weitgehend empirisch. Mit diesem Beitrag wird gezeigt, welche Einflußgrößen hierbei von Bedeutung sind, und in welcher Weise diese gezielt für einen definierten Kühlprozeß genutzt werden können.

Kühltechniken

Mit *Bild 1* wird zunächst gezeigt, in welcher Weise durch die Art des Kühlverlaufs definierte Werkstoffeigenschaften eingestellt werden können. Dargestellt ist hier ein sogenanntes kontinuierliches ZTU-Schaubild für den Werkstoff 43 MnCr 6. Dabei bezeichnen die mit römischen Ziffern gekennzeichneten Kurven unterschiedliche Kühlverläufe, die Zahlen in den runden Kreisen die Gehalte der betreffenden Gefügebestandteile und diejenigen in den Quadraten die erreichbaren Härtegrade. Beispielsweise entnimmt man diesem Bild, daß die Härtegrade mit abnehmender Abkühlzeit ansteigen. Aus dieser Darstellung folgt aber auch, daß sich definierte Werkstoffeigenschaften nur dann erreichen lassen, wenn man den Kühlvorgang selbst mit hinreichender Genauigkeit beschreiben kann.

Die zum Einsatz kommenden Kühltechniken werden im wesentlichen von der Art des jeweiligen Prozesses bestimmt. Die meisten der in der Praxis üblichen Kühlverfahren lassen sich zu drei Gruppen zusammenfassen, die mit *Bild 2* veranschaulicht werden [1]. Beim Strangguß von Buntmetallen läßt man einen Wasserfilm über die heiße Oberfläche fließen, wie dies links im Bild gezeigt wird. In der Mitte ist das Eintauchen in Flüssigkeiten dargestellt, wie es z. B. beim Tauchhärten üblich ist. Hierbei befindet sich die Härteflüssigkeit entweder in einem ruhenden oder in einem zwangsweise bewegten Bad. Beim Strangguß von Stählen oder beim Oberflächenhärten kühlt man hingegen entsprechend der rechten Darstellung mit Wasser, das mit Hilfe von Düsen auf die heiße Oberfläche gespritzt wird.

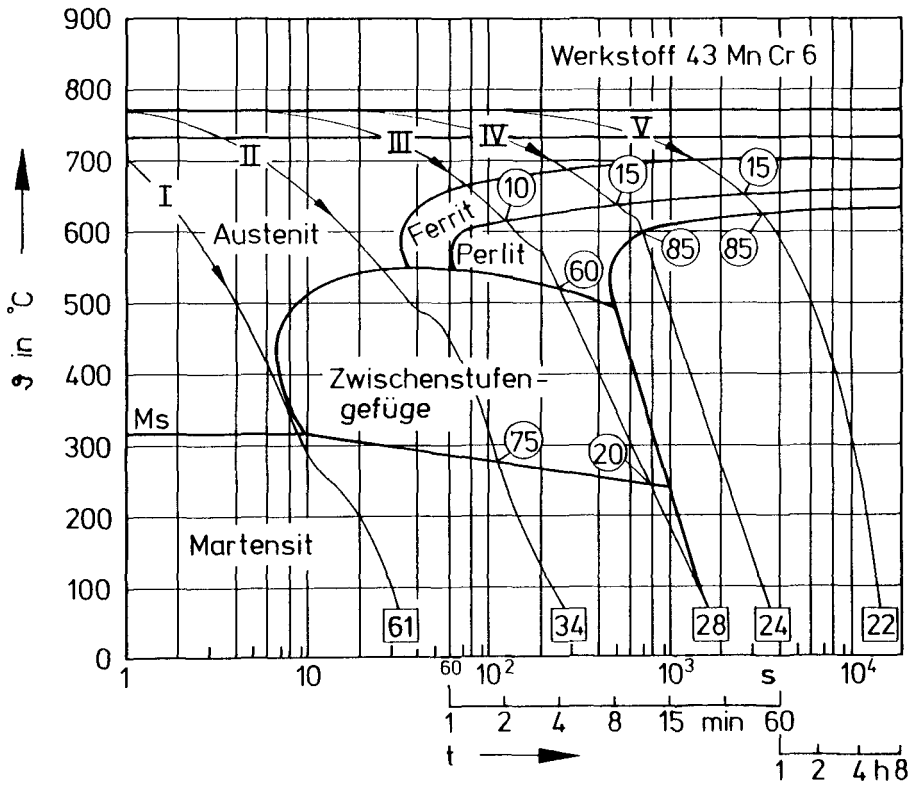


Bild 1:
Kontinuierliches ZTU-Schaubild

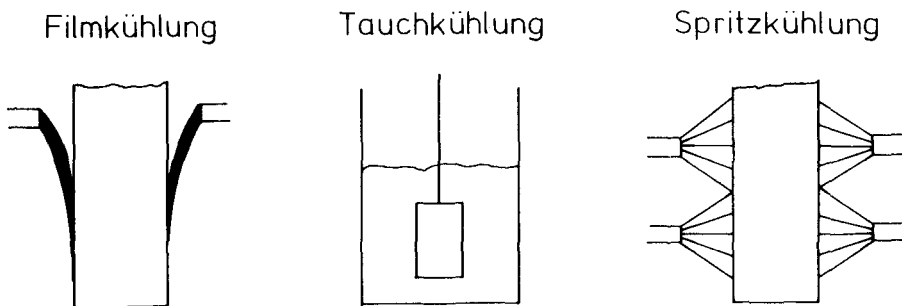


Bild 2:
Kühltechniken

Zur Berechnung der Abkühlung von Werkstücken gilt unabhängig vom Kühlverfahren stets dasselbe Gleichungssystem. Der zeitlich und örtlich veränderliche Temperaturverlauf in einem Körper wird durch die Fouriersche Differentialgleichung beschrieben, die z. B. in kartesischen Koordinaten lautet [2]

$$\varrho \cdot c \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right). \quad (1)$$

Hierin bedeuten ϱ die Dichte, c die spezifische Wärmekapazität, λ der Wärmeleitkoeffizient, ϑ die Temperatur, t die Zeit und x, y, z die Ortskoordinaten. Zur Lösung der Differentialgleichung werden eine Anfangsbedingung und Randbedingungen benötigt. Als Anfangsbedingung muß das Temperaturfeld zur Zeit $t = 0$ bekannt sein

$$\vartheta_{t=0} = \vartheta(x, y, z). \quad (2)$$

In den meisten Fällen wird man von einer homogenen Anfangstemperaturverteilung im Körper ausgehen können. Als Randbedingung muß die durch jede Oberfläche abgeführte Wärmestromdichte \dot{q} bekannt sein. Entsprechend dem Fourierschen Wärmeleitungsgesetz gilt dann

$$-\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} \Big|_w = \dot{q} \quad (3a)$$

mit $\partial \vartheta / \partial x|_w$ als Temperaturgradienten an der Oberfläche. Ist die Wärmestromdichte unmittelbar gegeben, so stellt Gleichung (3a) selbst die Randbedingung dar. Ist dagegen der Umgebungszustand gegeben, muß für die Wärmestromdichte \dot{q} das gültige Wärmeübergangsgesetz eingesetzt werden. Für die konvektive Wärmeübertragung gilt

$$\dot{q} = \alpha \cdot (\vartheta_w - \vartheta_f). \quad (3b)$$

Hierin bedeuten α der Wärmeübergangskoeffizient, ϑ_w die Oberflächentemperatur des Werkstücks und ϑ_f die Temperatur der umgebenden Flüssigkeit. Bei Erstarrungsvorgängen benötigt man noch eine zusätzliche Gleichung für die Energiebilanz an der Phasengrenze, um die dann veränderliche Körperabmessung beschreiben zu können.

Zur Vorausberechnung von Abkühlverläufen in Körpern muß also entsprechend Gleichung (3) die abgeführte Wärmestromdichte oder der Wärmeübergangskoeffizient bekannt sein. Auf beide Größen, die jeweils von der speziellen Kühltechnik abhängen, wird im folgenden näher eingegangen.

Phänomenologie der Wärmeübertragung

Zunächst wird die Phänomenologie der Wärmeübertragung bei verdampfenden Flüssigkeiten anhand des Behältersiedens erläutert. Hierfür ist in *Bild 3* die Wärmestromdichte und der Wärmeübergangskoeffizient über der Differenz zwischen Oberflächen- und Siedetemperatur aufgetragen. Man unterscheidet die folgenden vier Verdampfungszustände: freie Konvektion, Blasenverdampfung, partielle und stabile Filmverdampfung. Das relative Maximum im Verlauf der Wärmestromdichte wird als burn-out-Punkt und das relative Minimum als Leidenfrostpunkt bezeichnet. Der Verlauf der sogenannten Siedelinie in dem Bild ist zwar charakteristisch für alle Verdampfungs-

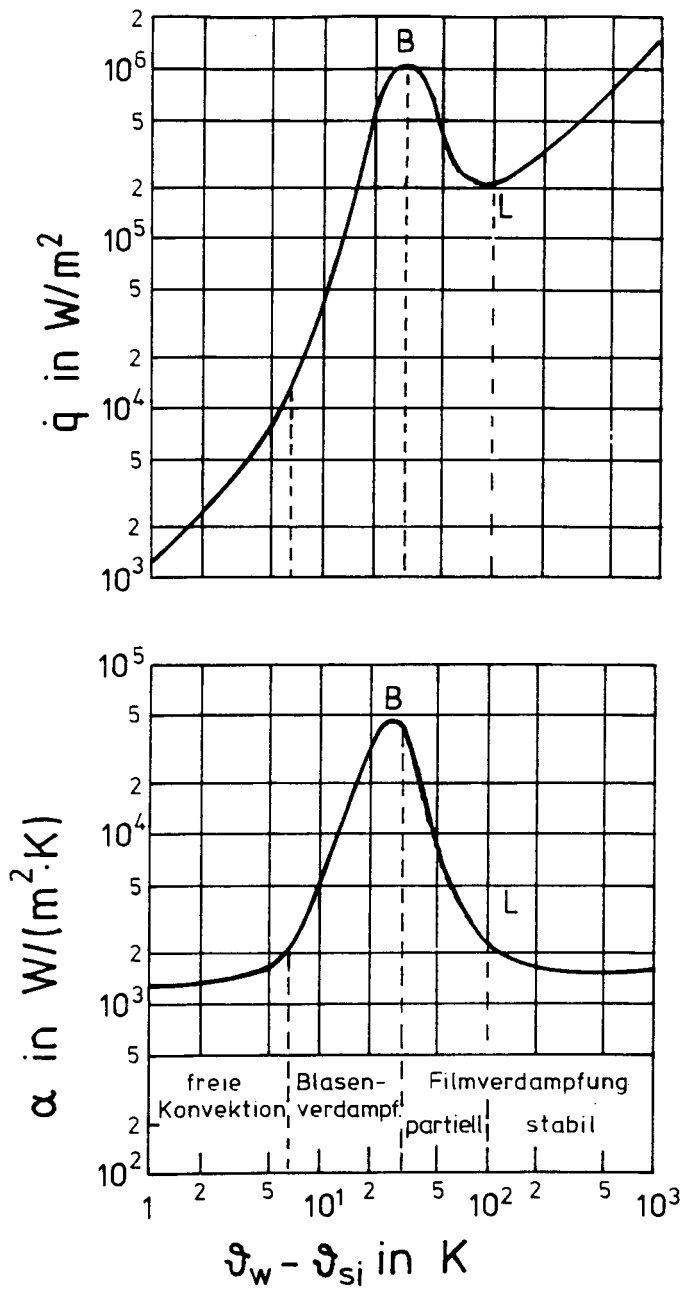


Bild 3:
Siedediagramm für das Behältersieden mit Wasser nach [2, 3]

vorgänge, jedoch werden der burn-out-Punkt und der Leidenfrostpunkt und damit die Lage der vier Verdampfungsbereiche stark von der Art der Flüssigkeit und der Kühltechnik bestimmt [4].

Bei Kühlprozessen wird die Siedelinie von hohen zu niedrigen Temperaturen durchlaufen. Dadurch ergeben sich Abkühlkurven, wie sie in *Bild 4* beispielhaft für die Tauchkühlung gezeigt sind. Die Kurven gelten für in Wasserbäder eingetauchte Nickelkugeln. Parameter im linken Teilbild ist die Badtemperatur und im rechten Teilbild die Anströmungsgeschwindigkeit. Bei hohen Temperaturen bildet sich um die Kugel ein geschlossener Dampffilm aus. Der wirkt isolierend, so daß sich die Kugeln während dieser stabilen Filmverdampfung zunächst nur relativ langsam abkühlen. Sobald an der Oberfläche die Leidenfrosttemperatur unterschritten wird, bricht der Dampffilm zusammen. In den sich nun anschließenden Bereichen der partiellen Filmverdampfung und des Blasensiedens wird entsprechend Bild 3 ein um ein Vielfaches höherer Wärmestrom übertragen, so daß die Oberflächentemperatur steil abfällt.

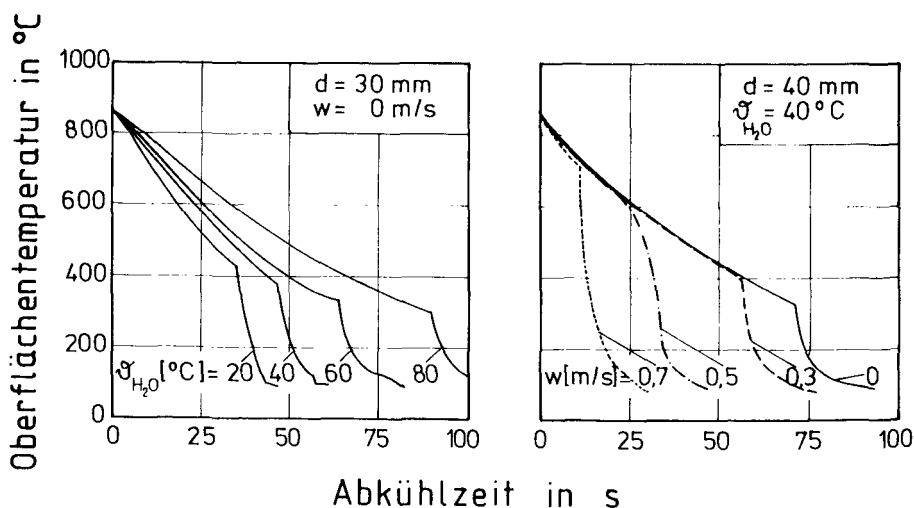


Bild 4:

Abkühlverläufe von in Wasserbäder eingetauchter Nickelkugel bei unterschiedlichen Badtemperaturen und Anströmungsgeschwindigkeiten nach [5, 6]

Während im Bereich der stabilen Filmverdampfung Prozeßgrößen wie Badtemperatur und Strömungsgeschwindigkeit nur einen geringen Einfluß auf die Abkühlgeschwindigkeit ausüben, wird dagegen die Lage der Leidenfrosttemperatur in starkem Maße von diesen Prozeßgrößen beeinflusst. Durch eine Erhöhung der Leidenfrosttemperatur um nur wenige Kelvin, z.B. hervorgerufen durch eine Absenkung der Badtemperatur oder Steigerung der Badgeschwindigkeit, kann die Abkühlzeit erheblich verringert werden. Die Abkühlgeschwindigkeit von Metallen wird also zum einen durch die Höhe der Wärmeabfuhr während der stabilen Filmverdampfung und zum anderen von der Höhe der Leidenfrosttemperatur bestimmt.

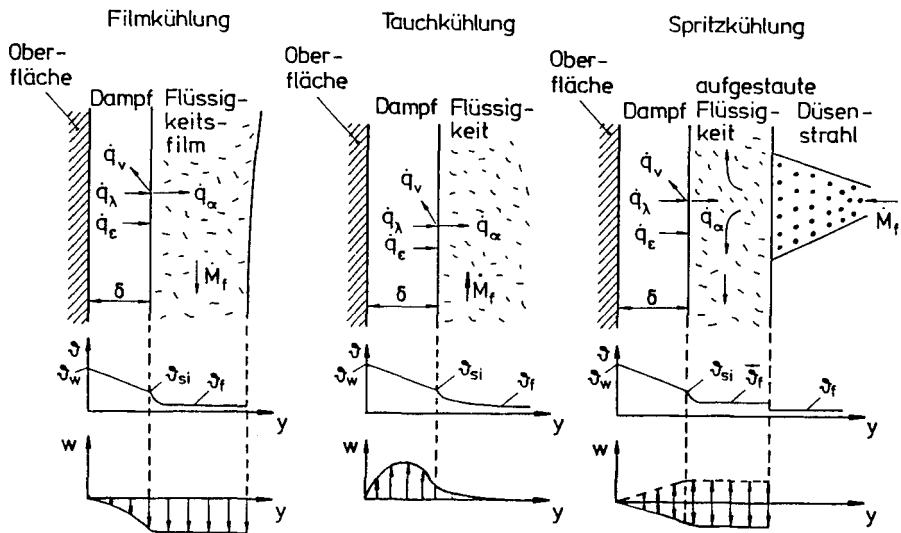


Bild 5:

Mechanismus der Wärmeübertragung während der Filmverdampfung

Bevor die Beeinflussungsmöglichkeiten der Kühlgeschwindigkeit diskutiert werden, wird zunächst noch mit Bild 5 der prinzipielle Mechanismus der Wärmeübertragung für die drei zuvor beschriebenen Kühltechniken veranschaulicht. In allen drei Fällen wird der von der Oberfläche abgegebene Wärmestrom \dot{q} durch Leitung (\dot{q}_λ) und durch Strahlung (\dot{q}_e) an die Phasengrenze transportiert. An dieser wird der Wärmestrom \dot{q} zu einem Teil konvektiv an die Flüssigkeit abgegeben (\dot{q}_α), der andere Teil wird als Verdampfungsenthalpie (\dot{q}_v) gebunden. Der dazugehörige Temperaturverlauf ist ebenfalls im Bild 5 dargestellt. Innerhalb des Films nimmt die Dampftemperatur von der Oberflächentemperatur ϑ_w bis zur Siedetemperatur ϑ_{si} der Flüssigkeit ab. Von dieser Temperatur der Phasengrenze fällt die Temperatur dann weiter bis zur Umgebungstemperatur ϑ_f der Flüssigkeit. Die Dicke des Dampffilms und damit der übertragene Wärmestrom wird, wie an späterer Stelle noch gezeigt wird, stark von der Höhe des in die Flüssigkeit abgegebenen Wärmestroms \dot{q}_α beeinflusst. Diese konvektive Wärmeübertragung wird wiederum vom Geschwindigkeitsprofil in der Flüssigkeit bestimmt. Im unteren Teil von Bild 5 sind deshalb ebenfalls die Geschwindigkeitsprofile qualitativ dargestellt. Man erkennt, daß sich diese Profile für alle drei Kühltechniken unterscheiden. Bei der Filmkühlung liegt in der ablaufenden Flüssigkeit eine annähernd gleiche Geschwindigkeit über dem Querschnitt vor. Die Dampfströmung wird von der Flüssigkeit aufgeprägt. Dadurch stellt sich im Dampf ein annähernd linearer Geschwindigkeitsverlauf ein. Bei der Spritzkühlung kann die beaufschlagte Flüssigkeit sowohl nach oben als auch nach unten abströmen. Auch bei dieser Kühltechnik wird die Strömung des Dampfes von der Flüssigkeit aufgeprägt. Bei der Tauchkühlung wird schließlich

umgekehrt die Strömung in der Flüssigkeit von der Dampfströmung erzeugt, sofern sich das Bad anfänglich in Ruhe befand. Der Dampf strömt infolge des Auftriebs nach oben ab und schleppt dadurch die Flüssigkeit mit, wie am Geschwindigkeitsverlauf zu erkennen ist. Dieser vom Dampf erzeugten Flüssigkeitsströmung kann gegebenenfalls eine erzwungene Badströmung überlagert sein.

Der bisher qualitativ erläuterte Mechanismus der Wärmeübertragung wird im folgenden für die drei Kühltechniken mathematisch beschrieben.

Filmkühlung

Für den durch den Dampffilm geleiteten Wärmestrom gilt bei der Filmkühlung, wie für die anderen beiden Kühltechniken ebenfalls,

$$\dot{q}_k = \frac{\lambda_g}{\delta} \cdot (\vartheta_w - \vartheta_{si}). \quad (4)$$

Hierin bedeuten λ_g der mittlere Wärmeleitkoeffizient des Dampffilmes und δ seine Dicke. Die diesem Wärmestrom überlagerte Strahlung kann in den meisten Fällen vernachlässigt werden, wie an einem späteren Beispiel gezeigt wird. An der Phasengrenze wird der Wärmestrom teils konvektiv an die Flüssigkeit weitertransportiert, teils als Verdampfungsenthalpie gebunden

$$\dot{q}_k = \dot{q}_a + \dot{m}_g \cdot \Delta h, \quad (5)$$

wobei \dot{m}_g der verdampfende Massenstrom ist.

Zur Berechnung des Wärmestroms \dot{q}_a wird angenommen, daß die Geschwindigkeit w_x über dem Querschnitt der Flüssigkeit konstant ist. Ist w_0 die Anfangsgeschwindigkeit, mit der die Flüssigkeit am Werkstück ankommt, so erhöht sich die Geschwindigkeit infolge der Schwerkraft mit dem Strömungsweg x

$$w_x = \sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x}. \quad (6)$$

Aus der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad (7)$$

erhält man für die Geschwindigkeitskomponente w_y quer zur Strömungsrichtung

$$w_y = - \frac{g \cdot y}{\sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x}}. \quad (8)$$

Damit ergibt sich aus der Fourierschen Differentialgleichung

$$w_x \cdot \frac{\partial \vartheta_f}{\partial x} + w_y \cdot \frac{\partial \vartheta_f}{\partial y} = a_f \cdot \frac{\partial^2 \vartheta_f}{\partial y^2} \quad (9)$$

mit den Randbedingungen

$$\begin{aligned} \vartheta_f &= \vartheta_{si} \text{ bei } y = 0, \\ \vartheta_f &= \vartheta_{f\infty} \text{ bei } y = \infty \text{ und } x = 0 \end{aligned}$$

für die Temperaturverteilung in der Flüssigkeit

$$\frac{\vartheta_f - \vartheta_{si}}{\vartheta_{f\infty} - \vartheta_{si}} = \operatorname{erf} \left\{ \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot \sqrt{\frac{Sk_x \cdot (Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)}{(Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)^{3/2} - Pe_x^3}} \cdot \frac{y}{x} \right\}. \quad (10)$$

In dieser Gleichung sind

$$Pe_x = \frac{w_0 \cdot x}{a_f} \quad (11)$$

die Pécelzahl und

$$Sk_x = \frac{g \cdot x^3}{a_f^2} \quad (12)$$

eine Zahl, die man als Schwerkraftzahl bezeichnen kann. Die an der Phasengrenze konvektiv an die Flüssigkeit abgegebene Wärmestromdichte ist gleich der in sie hineingeleiteten Wärmestromdichte

$$\dot{q}_a = -\lambda_f \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \Big|_{y=0}. \quad (13)$$

Mit der Gleichung (10) erhält man hieraus

$$\dot{q}_a = \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{Sk_x \cdot (Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)}{(Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)^{3/2} - Pe_x^3}} \cdot \frac{\lambda_f}{x} \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f). \quad (14)$$

Ist die Beschleunigung der Flüssigkeit aufgrund der Schwerkraft gegenüber ihrem Anfangsimpuls vernachlässigbar ($g \cdot x \ll w_0^2$), z. B. wenn die Anfangsgeschwindigkeit w_0 groß und der Strömungsweg x klein ist, so ergibt sich aus obiger Gleichung

$$\dot{q}_a (g \cdot x \ll w_0^2) = \sqrt{\frac{\lambda_f \cdot \varrho_f \cdot c_f}{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{w_0}{x}} \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f). \quad (15)$$

Dies ist die Gleichung für die instationäre Wärmeleitung ($t = x/w_0$) in einem halbunendlichen Körper [2].

Zur Berechnung des verdampfenden Massenstromes \dot{m}_g wird angenommen, daß die Geschwindigkeitsverteilung im Dampffilm linear ist

$$w_g = \sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x} \cdot \frac{y}{\delta}. \quad (16)$$

Der in x -Richtung strömende Dampfmassenstrom beträgt somit

$$\dot{M}_x = \int_0^\delta \varrho_g \cdot w_g \cdot b \cdot dy = \frac{1}{2} \cdot \varrho_g \cdot \sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x} \cdot b \cdot \delta. \quad (17)$$

Hierin bedeuten ϱ_g die mittlere Dampfdichte, b die Breite des Dampffilms und y die Koordinate senkrecht zum Strömungsweg. Der verdampfende Massenstrom ist gleich der Massenzunahme des Dampfes in Strömungsrichtung

$$\dot{m}_g = \frac{1}{b} \cdot \frac{d\dot{M}_x}{dx} = \frac{1}{2} \cdot \varrho_g \cdot \left[\frac{d\delta}{dx} \cdot \sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x} + \frac{\delta \cdot g}{\sqrt{w_0^2 + 2 \cdot g \cdot x}} \right]. \quad (18)$$

Hiermit erhält man aus den Gleichungen (4), (5) und (14) die Dgl für die örtliche Änderung der Dampffilmdicke

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{x} \cdot \frac{d\delta}{dx} + \left(\frac{\delta}{x}\right)^2 \cdot \frac{Sk_x}{Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x} + \frac{\delta}{x} \cdot \sqrt{\frac{12}{\pi}} \cdot \frac{q_f}{q_g} \cdot Ph \cdot \sqrt{\frac{Sk_x}{(Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)^{3/2} - Pe_x^3}} \\ = 2 \cdot \frac{q_f}{q_g} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{Ph}{\theta} \cdot \frac{1}{\sqrt{Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x}}. \end{aligned} \quad (19)$$

Dabei bedeuten

$$Ph = \frac{c_f \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f)}{\Delta h} \quad \text{Phasenumwandlungszahl} \quad (20)$$

und

$$\theta = \frac{\vartheta_{si} - \vartheta_f}{\vartheta_w - \vartheta_{si}} \quad (\text{dimensionslose Temperatur}). \quad (21)$$

Die Lösung der Dgl lautet

$$\begin{aligned} \frac{\delta}{x} = \frac{2}{\sqrt{3 \cdot \pi}} \cdot \frac{q_f}{q_g} \cdot Ph \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{\pi}{Ph \cdot \theta} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{q_g}{q_f}} - 1 \right) \cdot \\ \sqrt{\frac{(Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)^{3/2} - Pe_x^3}{Sk_x \cdot (Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)}}. \end{aligned} \quad (22)$$

Damit folgt schließlich aus Gleichung (4) für die durch die Dampfschicht geleitete Wärmestromdichte

$$\begin{aligned} \dot{q}_\lambda = \frac{\sqrt{3 \cdot \pi}}{2} \cdot \frac{q_g}{q_f} \cdot \frac{\lambda_g}{x} \cdot \frac{1}{Ph} \cdot \frac{\vartheta_w - \vartheta_{si}}{\sqrt{1 + \frac{\pi}{Ph \cdot \theta} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{q_g}{q_f}}} \cdot \\ \sqrt{\frac{Sk_x \cdot (Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)}{(Pe_x^2 + 2 \cdot Sk_x)^{3/2} - Pe_x^3}}. \end{aligned} \quad (23)$$

Das Verhältnis

$$\frac{\dot{q}_\alpha}{\dot{q}_\lambda} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{\lambda_f \cdot q_f}{\lambda_g \cdot q_g} \cdot Ph \cdot \theta \cdot \left(\sqrt{1 + \pi \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{q_g}{q_f} \cdot \frac{1}{Ph \cdot \theta}} - 1 \right) \quad (24)$$

gibt an, welcher Anteil des durch die Dampfschicht geleiteten Wärmestroms konvektiv in die Flüssigkeit weitertransportiert wird. *Bild 6* zeigt dieses Verhältnis für Wasser in Abhängigkeit von der Flüssigkeitstemperatur mit der Oberflächentemperatur des Körpers als Parameter. Demnach wird bei Wassertemperaturen bis etwa 80°C der Wärmestrom \dot{q}_λ fast vollständig in die Flüssigkeit abgeführt. Erst bei Flüssigkeitstemperaturen in der Nähe der Siedetemperatur wird ein nennenswerter Teil des Wärmestroms in Verdampfungsenthalpie überführt.

Für technische Flüssigkeitstemperaturen weit unterhalb der Siedetemperatur kann also davon ausgegangen werden, daß der durch die Dampfschicht geleitete Wärmestrom nahezu vollständig in die Flüssigkeit transportiert wird. Der Bruch unter der

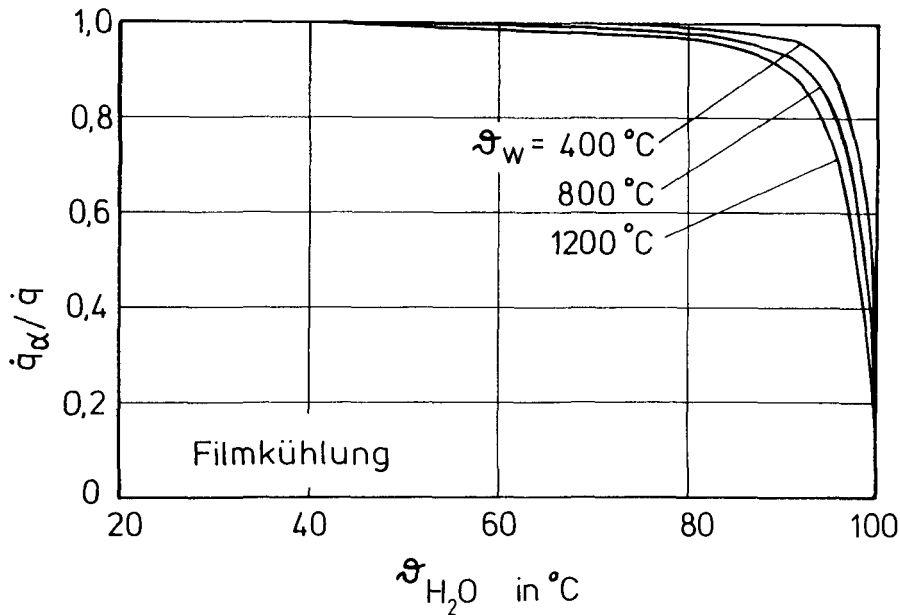


Bild 6:

Anteil des Gesamtwärmestromes, der bei der Filmkühlung von der Flüssigkeit abgeführt wird

ersten Wurzel in Gleichung (22) nimmt dann Werte an, die wesentlich kleiner als 1 sind. Für kleine Werte z gilt die Näherung

$$\sqrt{1+z} - 1 \approx \frac{1}{2} \cdot z \quad (25)$$

mit einem Fehler kleiner als 3% für $z < 0,12$. Mit dieser Näherung geht Gleichung (23) in Gleichung (12) über, und aus Gleichung (22) erhält man für die Dampffilmdicke unter Vernachlässigung der Anfangsgeschwindigkeit ($Pe_x = 0$)

$$\frac{\delta}{x} (\vartheta_f \ll \vartheta_{si}) = \sqrt[4]{\frac{2 \cdot \pi^2}{9}} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{Sk_x}} \cdot \frac{\vartheta_w - \vartheta_{si}}{\vartheta_{si} - \vartheta_f} \quad (26)$$

Hieraus ist ersichtlich, daß die Filmdicke proportional zur Temperaturdifferenz $\vartheta_w - \vartheta_{si}$ ist. Die Filmdicke stellt sich also regulierend derart ein, daß mit abnehmbarer Oberflächentemperatur die abgeführte Wärmestromdichte entsprechend Gleichung (4) konstant bleibt. Ein Einfluß der Oberflächentemperatur macht sich erst bei sehr hohen Wassertemperaturen bemerkbar, wenn nämlich die Wärme nicht mehr überwiegend in die Flüssigkeit transportiert werden kann und somit Flüssigkeit verdampfen muß.

Bild 7 zeigt die Dampffilmdicke für Wasser in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur. Man erkennt hieraus, daß die Filmdicken im μm -Bereich liegen und somit gegenüber der Dicke des Flüssigkeitsfilms dünn sind. Die Temperaturgrenzschicht im

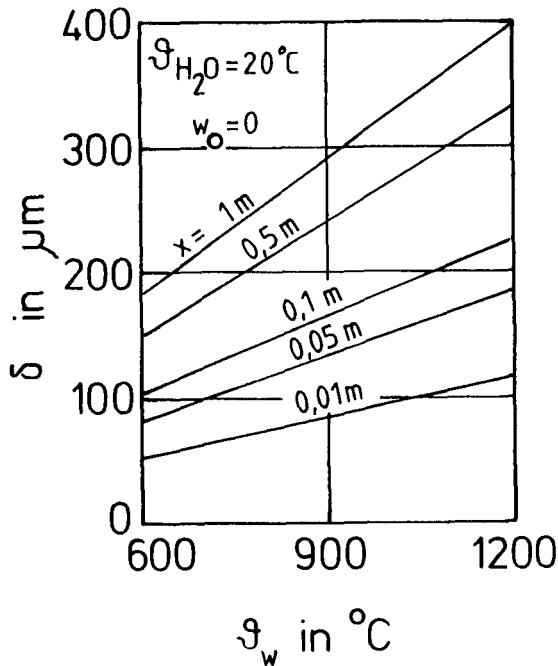


Bild 7:
Anhaltswerte für die Dampffilmdicke

Flüssigkeitsfilm selbst, d. h. der Temperaturabfall vom Siede- zum Umgebungszustand, ist von der selben Größenordnung wie der Dampffilm.

Die vom Körper ausgesendete Strahlung wird in der Flüssigkeit ungefähr im Bereich der Temperaturgrenzschicht absorbiert. Ist die Flüssigkeit unterkühlt, beeinflusst also die Strahlung den Dampffilm nicht. Der gesamte vom Körper abgegebene Wärmestrom \dot{q} setzt sich daher additiv aus dem Leitungs- und dem Strahlungsanteil zusammen

$$\dot{q} = \dot{q}_k + \dot{q}_e. \quad (27)$$

Der durch Strahlung abgeführte Wärmestrom kann jedoch in vielen Fällen vernachlässigt werden, wie folgendes Beispiel zeigt. Legt man eine Filmdicke von 70 μm zugrunde und nimmt an, daß die Oberflächentemperatur 800°C beträgt, so ergibt sich aus Gleichung (4) mit dem mittleren Wärmeleitkoeffizienten des Dampfes von 0,075 W/(m·K) eine Wärmestromdichte von 750 kW/m². Schwarze Strahlung derselben Temperatur besitzt dagegen nur eine Wärmestromdichte von 75 kW/m².

Die dargestellten Ergebnisse werden sowohl durch weitergehende Modellrechnungen, die auf den Grenzschichtgleichungen basieren, als auch durch experimentelle Untersuchungen bestätigt [7].

In vielen technischen Fällen interessiert weniger die örtliche, sondern vielmehr die über die Körperlänge L abgeführte, mittlere Wärmestromdichte

$$\bar{q}_\alpha = \frac{1}{L} \cdot \int_0^L \dot{q}_\alpha \cdot dx. \quad (28)$$

Aus Gleichung (22) erhält man hierfür

$$\bar{q}_\alpha = \frac{2}{\sqrt{3 \cdot \pi}} \cdot \frac{\lambda_f}{x} \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f) \cdot \sqrt{\frac{(\text{Pe}^2 + 2 \cdot \text{Sk})^{3/2} - \text{Pe}^3}{\text{Sk}}}. \quad (29)$$

Die Péclet- und Schwerkraftzahl sind hierin entsprechend Gleichung (11) und (12) mit der Körperlänge L anstatt dem Strömungsweg x zu bilden. Definiert man einen Wärmeübergangskoeffizienten gemäß

$$\dot{q}_\alpha = \alpha \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f), \quad (30)$$

so ergibt sich mit Gleichung (29) als Nusseltfunktion für den Bereich der Filmverdampfung

$$\text{Nu} = \frac{2}{\sqrt{3 \cdot \pi}} \cdot \sqrt{\frac{(\text{Pe}^2 + 2 \cdot \text{Sk})^{3/2} - \text{Pe}^3}{\text{Sk}}}. \quad (31)$$

Ist die Beschleunigung der Flüssigkeit vernachlässigbar, so folgt

$$\text{Nu} (w_0^2 \gg g \cdot L) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \sqrt{\text{Pe}}, \quad (32)$$

ist dagegen die Anfangsgeschwindigkeit vernachlässigbar, gilt

$$\text{Nu} (w_0^2 \ll g \cdot L) = \sqrt[4]{\frac{128}{9 \cdot \pi^2}} \cdot \sqrt[4]{\text{Sk}}. \quad (33)$$

Im ersten Fall nimmt also die Wärmestromdichte proportional $L^{-1/2}$ ab, im zweiten Fall nur noch proportional $L^{-1/4}$. Die Kühlgeschwindigkeit im Bereich der Filmverdampfung kann verfahrenstechnisch nur durch eine Erhöhung der Anfangsgeschwindigkeit w_0 gesteigert werden, da der Strömungsweg x durch die Werkstückabmessungen vorgegeben ist.

Quantitative Angaben über die Leidenfrosttemperatur können im Gegensatz zu den nachfolgend behandelten Verfahren der Tauch- und der Spritzkühlung zur Zeit noch nicht gemacht werden.

Tauchkühlung

Für die Tauchkühlung existiert noch kein vereinfachtes analytisches Modell zum Mechanismus der Wärmeübertragung. Daher müssen zur Berechnung der Grenzschichtvorgänge die maßgebenden Differentialgleichungen für den Impuls-, Massen- und Energietransport jeweils für den Dampf und die Flüssigkeit gelöst werden. Diese Grenzschichtgleichungen sind mit den zugehörigen Randbedingungen in *Tabelle 1* für den geometrischen Grundfall einer senkrecht eingetauchten Platte aufgeführt. Da die

Tabelle 1: Gleichungssystem der Filmverdampfung bei der Tauchkühlung

Bilanzgröße	Wand $y = 0$	Dampf (g)	Phasengrenze $y = \delta$	Flüssigkeit (f)	Umgebung $y = \infty$
Impuls	$w_x = 0$	$\varrho \cdot w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + \varrho \cdot w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} =$ $\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) + g \cdot \frac{\varrho_f - \varrho}{\varrho}$	$w_{xg} = w_{xf}$ $-\mu_g \cdot \frac{\partial w_{xg}}{\partial y} = -\mu_f \cdot \frac{\partial w_{xf}}{\partial y}$	$\varrho \cdot w_x \cdot \frac{\partial w_x}{\partial x} + \varrho \cdot w_y \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} =$ $\frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \cdot \frac{\partial w_x}{\partial y} \right)$	$w_x = 0$
Masse	$w_y = 0$	$\varrho_g \cdot \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) =$ $-w_x \cdot \frac{\partial \varrho_g}{\partial x} - w_y \cdot \frac{\partial \varrho_g}{\partial y}$	$\varrho_g \cdot \left(w_x \cdot \frac{d\delta}{dx} - w_{yg} \right) =$ $\varrho_f \cdot \left(w_x \cdot \frac{d\delta}{dx} - w_{yf} \right)$	$\varrho_f \cdot \left(\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} \right) =$ $-w_x \cdot \frac{\partial \varrho_f}{\partial x} - w_y \cdot \frac{\partial \varrho_f}{\partial y}$	—
Energie	$\vartheta = \vartheta_w$	$c \cdot \varrho \cdot w_x \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + c \cdot \varrho \cdot w_y \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} =$ $\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)$	$\vartheta_g = \vartheta_{si}$ $\vartheta_f = \vartheta_{si}$	$c \cdot \varrho \cdot w_x \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + c \cdot \varrho \cdot w_y \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} =$ $\frac{\partial}{\partial y} \left(\lambda \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \right)$	$\vartheta = \vartheta_{f\infty}$
Bedingung für Dampffilmdicke			$-\lambda_g \cdot \frac{\partial \vartheta_g}{\partial y} = -\lambda_f \cdot \frac{\partial \vartheta_f}{\partial y} +$ $+ \varrho_f \cdot \Delta h \cdot \left(w_x \cdot \frac{d\delta}{dx} - w_{yf} \right)$		

Tabelle 2: Dimensionsloses Gleichungssystem der Filmverdampfung bei der Tauchkühlung

Bilanzgröße	Wand $\eta = 0$	Dampf (g)	Phasengrenze $\eta = \eta_\delta$	Flüssigkeit (f)	Umgebung $\eta = \infty$
Impuls	$W_x = 0$	$\left(2 \cdot W_y - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot W_x\right) \cdot \frac{dW_x}{d\eta} +$ $W_x^2 = \frac{d^2 W_x}{d\eta^2} \cdot \sqrt{2} + 1$	$W_{xg} = W_{xf}$ $\frac{dW_{xg}}{d\eta} = \frac{\mu_f}{\mu_g} \cdot \frac{dW_{xf}}{d\eta}$	$\left(2 \cdot W_y - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot W_x\right) \cdot \frac{dW_x}{d\eta} +$ $W_x^2 = \frac{d^2 W_x}{d\eta^2} \cdot \sqrt{2}$	$W_x = 0$
Masse	$W_y = 0$	$2 \cdot \frac{dW_y}{d\eta} - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot \frac{dW_x}{d\eta} + W_x = 0$	$W_{yf} = \frac{\rho_g}{\rho_f} \cdot W_{yg} + \frac{1}{4} \cdot \eta_\delta \cdot W_x$	$2 \cdot \frac{dW_y}{d\eta} - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot \frac{dW_x}{d\eta} + W_x = 0$	—
Energie	$\vartheta = \vartheta_w$	$\left(2 \cdot W_y - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot W_x\right) \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} =$ $\frac{d^2 \vartheta}{d\eta^2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{Pr_g}$	$\vartheta_g = \vartheta_{si}$ $\vartheta_f = \vartheta_{si}$	$\left(2 \cdot W_y - \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot W_x\right) \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} =$ $\frac{d^2 \vartheta}{d\eta^2} \cdot \frac{\sqrt{2}}{Pr_f} \cdot \frac{v_f}{v_g}$	$\vartheta = \vartheta_{f\infty}$
Bedingung für Dampffilmdicke			$\frac{\lambda_g}{\lambda_f} \cdot \frac{d\vartheta_g}{d\eta} = \frac{d\vartheta_f}{d\eta} -$ $- \frac{Pr_f}{Ph} \cdot \frac{v_g}{v_f} \cdot \left(2 \cdot W_y + \right.$ $\left. \frac{1}{2} \cdot \eta \cdot W_x\right) \cdot \frac{1}{\sqrt{2}}$		

Strömung im Dampf durch die Dichtedifferenz zwischen Dampf und Flüssigkeit hervorgerufen wird, unterscheidet sich die Form der Differentialgleichung für den Impulstransport im Dampf von den übrigen Differentialgleichungen um den Auftriebsterm. Als Randbedingungen gelten an der Oberfläche, daß die Geschwindigkeiten null sind und die Temperatur konstant ist. An der Phasengrenze müssen die Geschwindigkeiten, die Schubspannungen und die Temperaturen jeweils von Dampf und Flüssigkeit gleich sein. Zusätzlich müssen hier die Dampf- bzw. Wassertemperatur gleich der Siedetemperatur und die verdampfende Wassermenge gleich der zur Phasengrenze hinströmenden Flüssigkeitsmenge sein. Im ungestörten Flüssigkeitsbereich gilt, daß die Temperatur gleich der Wassertemperatur und die Geschwindigkeit gleich der Anströmgeschwindigkeit ist, die hier zu null gesetzt worden ist. Die Filmdicke erhält man schließlich aus der Energiebilanz an der Phasengrenze. An dieser wird die durch den Dampf-film geleitete Wärme zum einen Teil in Verdampfungsenthalpie umgewandelt, der andere Teil wird konvektiv ans Wasser abgeführt.

Zur Lösung dieses gekoppelten Gleichungssystems werden über die dimensionslose Koordinate

$$\eta = \sqrt[4]{\frac{g \cdot x^3}{\nu_g^2} \cdot \frac{Q_f - Q_g}{Q_g}} \cdot \frac{y}{x} \quad (34)$$

die partiellen in gewöhnliche Differentiale überführt. Auf diese Weise erhält man das in *Tabelle 2* angegebene dimensionslose Differentialgleichungssystem samt zugehörigen Randbedingungen und der Energiebilanz an der Phasengrenze. Der Übersichtlichkeit halber sind die Gleichungen nur für konstante Stoffwerte angegeben. In *Tabelle 2* bedeuten

$$W_x = \frac{w_x}{\sqrt{2 \cdot g \cdot x}} \cdot \sqrt{\frac{Q_g}{Q_f - Q_g}} \quad (35)$$

die dimensionslose Geschwindigkeit in x-Richtung,

$$W_y = \frac{w_y}{\sqrt{2 \cdot g \cdot x}} \cdot \sqrt{\frac{Q_g}{Q_f - Q_g}} \cdot \sqrt[4]{Gr} \quad (36)$$

die dimensionslose Geschwindigkeit senkrecht zur Körperoberfläche,

$$Gr = \frac{g \cdot x^3}{\nu_g^2} \cdot \frac{Q_f - Q_g}{Q_g} \quad (37)$$

die Grashofzahl,

$$Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu \cdot c}{\lambda} \quad (38)$$

die Prandtlzahl und

$$Ph = \frac{c_{pg} \cdot \vartheta_{si}}{\Delta h} \quad (39)$$

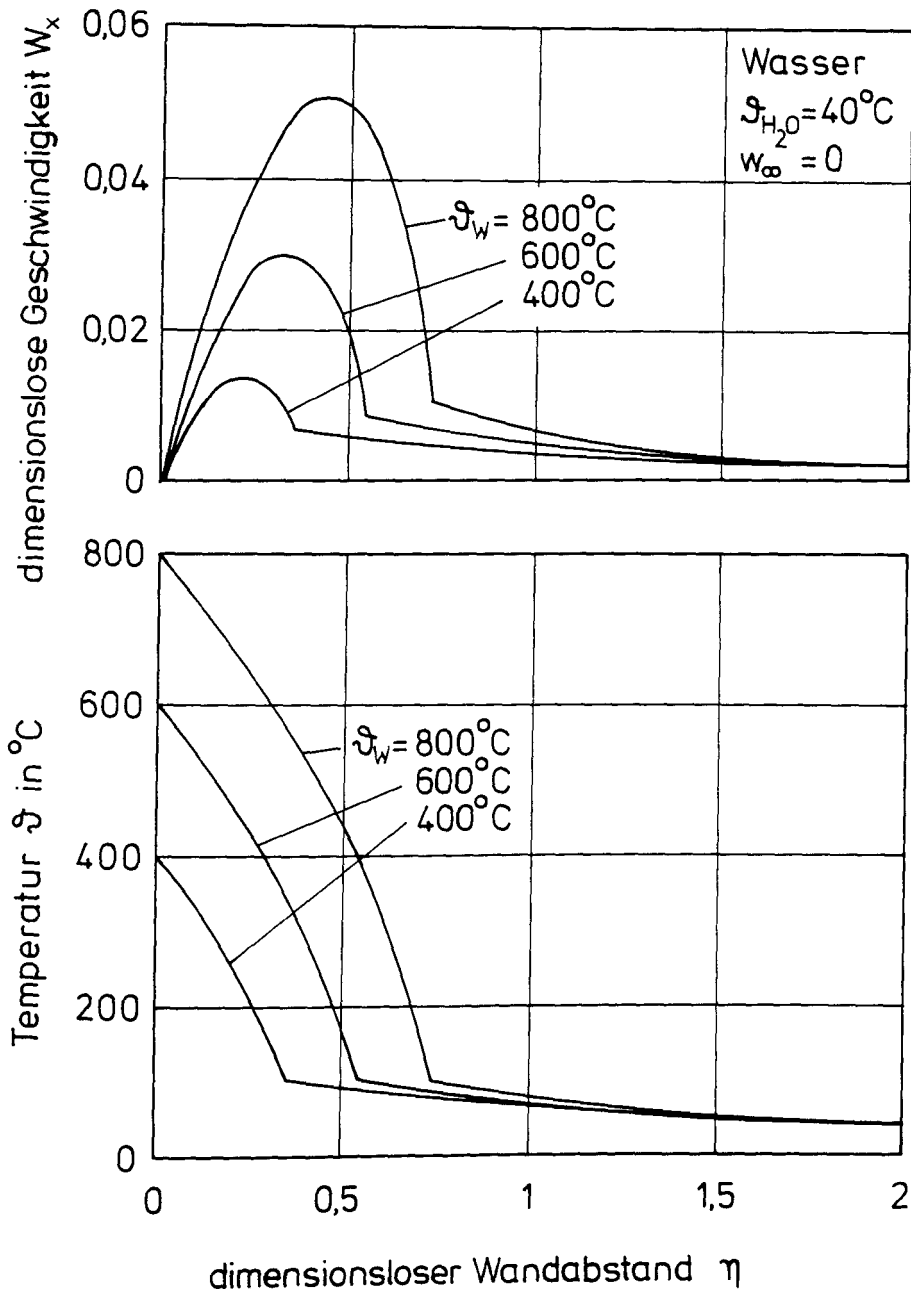


Bild 8:
 Geschwindigkeits- und Temperaturprofile bei der Tauchkühlung einer Platte
 mit der Wandtemperatur als Parameter

die Phasenumwandlungszahl. Wie man aus Tabelle 2 erkennt, hängen die Geschwindigkeits- und Temperaturverläufe außer von den Stoffwertverhältnissen Ph , Pr , λ_g/λ_f , ρ_g/ρ_f und μ_g/μ_f nur noch von der Oberflächen- und Badtemperatur ab. Die nachfolgenden Ausführungen gelten nur für Wasser als Härteflüssigkeit, so daß die Stoffwertverhältnisse als Parameter entfallen.

Das obige Differentialgleichungssystem ist mit Hilfe von Bibliotheksprogrammen des Rechenzentrums der TU Clausthal numerisch gelöst worden. Die Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte wurde dabei im Gegensatz zur Darstellung in Tabelle 2 berücksichtigt. *Bild 8* zeigt den Grenzschichtverlauf der dimensionslosen Geschwindigkeit und der Temperatur für verschiedene Oberflächentemperaturen bei einer konstanten Badtemperatur von 40°C. Man erkennt, wie der Dampffilm mit abnehmender Oberflächentemperatur immer dünner wird.

In *Bild 9* sind die Grenzschichtverläufe der Geschwindigkeit und der Temperatur dimensionsbehaftet dargestellt, und zwar beispielhaft bei einer Plattenhöhe von 40 mm und einer Oberflächentemperatur von 800°C. Parameter ist in diesem Fall die Badtemperatur. Die Dampffilmdicken liegen – wie auch bei der Filmkühlung – im μm -Bereich. Die Grenzschichtdicken in der Flüssigkeit haben ungefähr die gleiche Größenordnung wie die Dampffilmdicken. Man erkennt aus diesem Bild weiterhin, daß der Dampffilm umso dünner ist, je niedriger die Badtemperatur ist. Folglich muß der Dampffilm während des Kühlverlaufes bei niedrigen Badtemperaturen früher zusammenbrechen als bei hohen Badtemperaturen. Dieser Einfluß der Badtemperatur ist in *Bild 4* an den gemessenen Abkühlkurven deutlich sichtbar.

In *Bild 10* ist, wie in *Bild 6* für die Filmkühlung, der Anteil des Gesamtwärmestroms dargestellt, der in die Flüssigkeit abgeführt wird. Demnach wird auch bei der Tauchkühlung bei niedrigen Badtemperaturen die von der Oberfläche abgeführte Wärme fast vollständig in die Flüssigkeit weitertransportiert. Lediglich bei Badtemperaturen in der Nähe der Siedetemperatur wird durch den Wärmestrom in größerem Maße Flüssigkeit verdampft.

Bei technischen Badtemperaturen weit unterhalb des Siedezustandes wird die vom Werkstück abgeführte Wärme also nahezu vollständig in die Flüssigkeit weitertransportiert. Die abgeführte Wärmestromdichte kann für diesen Fall wieder durch Gl (13)

$$\dot{q}_a = -\lambda_f \cdot \frac{\partial \vartheta}{\partial y} \Big|_\delta \quad (40)$$

beschrieben werden. Ersetzt man den Wandabstand y durch die dimensionslose Koordinate η nach Gl (34), so ergibt sich

$$\dot{q}_a = -\frac{\lambda_f}{x} \cdot \sqrt[4]{Gr} \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} \Big|_\delta \quad (41)$$

Die Wärmestromdichte ist also bei der Tauchkühlung proportional der vierten Wurzel der Grashofzahl und nimmt damit proportional $x^{-1/4}$ mit der Körperlänge ab. Für die entsprechend Gl (28) über die Körperlänge gemittelte Wärmestromdichte erhält man aus obiger Gleichung

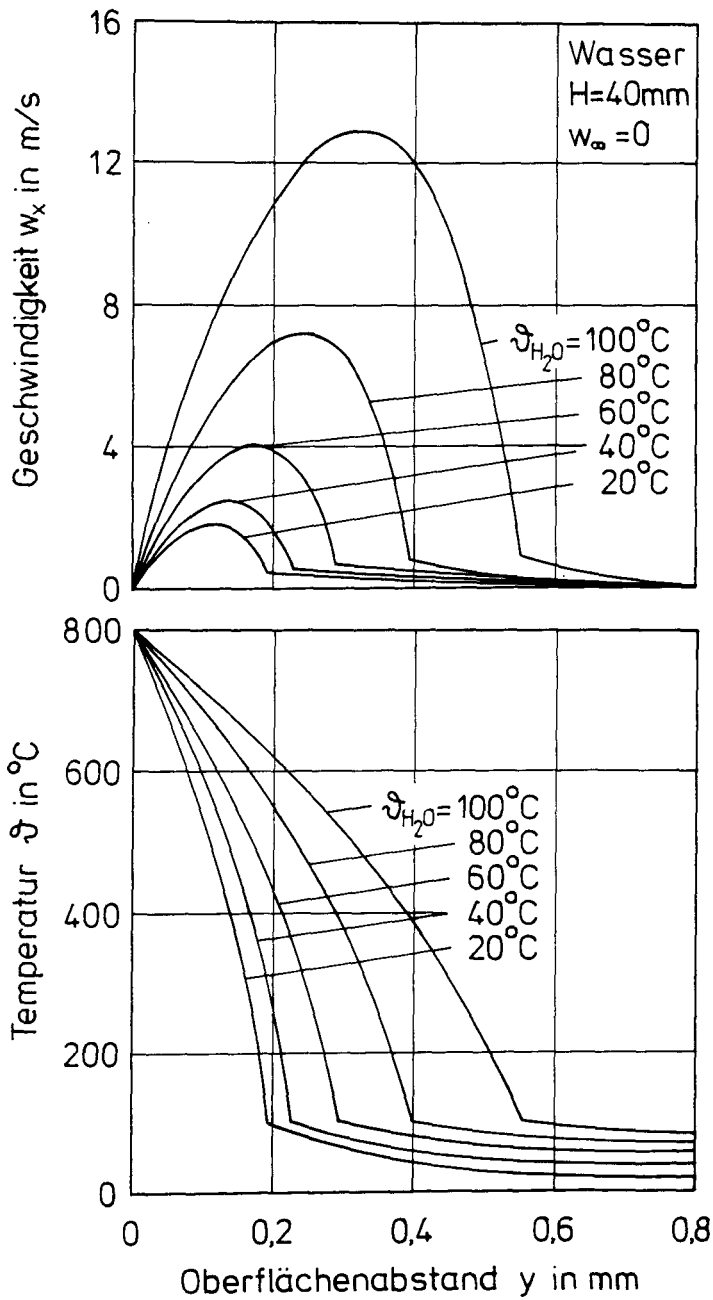


Bild 9:

Geschwindigkeits- und Temperaturprofile bei der Tauchkühlung einer Platte
mit der Wassertemperatur als Parameter

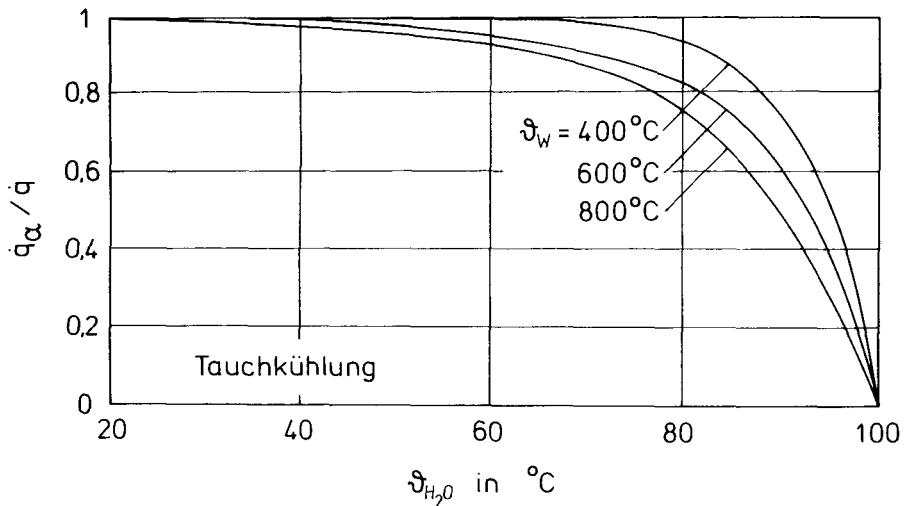


Bild 10:

Anteil des Gesamtwärmestroms, der bei der Tauchkühlung von der Flüssigkeit abgeführt wird

$$\bar{q}_\alpha = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\lambda_f}{x} \cdot \sqrt[4]{Gr} \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} \Big|_\delta. \quad (42)$$

Beschreibt man hingegen die Wärmestromdichte mit dem Newtonschen Ansatz

$$\bar{q}_\alpha = \alpha \cdot (\vartheta_{si} - \vartheta_f), \quad (30)$$

so ergibt sich als Nußeltfunktion für die Tauchkühlung

$$Nu = -\frac{4}{3} \cdot \sqrt[4]{Gr} \cdot \frac{1}{\vartheta_{si} - \vartheta_f} \cdot \frac{d\vartheta}{d\eta} \Big|_\delta \quad (43)$$

mit

$$Nu = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda_f}. \quad (44)$$

Aus der numerischen Lösung des obigen Differentialgleichungssystems erhält man als Nußeltfunktion für den Wärmetransport in die Flüssigkeit

$$Nu = \frac{4}{3} \cdot (0,25 + 0,003 \cdot \vartheta_w) \cdot \sqrt[4]{Gr \cdot Pr_g} \cdot \sqrt[4]{\frac{Pr_{f\,si}}{Pr_{f\,\infty}}}. \quad (45)$$

Hierin sind Pr_g die Prandtlzahl des Dampfes und $Pr_{f\,si}$ bzw. $Pr_{f\,\infty}$ die der Flüssigkeit bei Siede- bzw. Umgebungstemperatur. Die Stoffwerte des Dampffilms sind auf die mittlere Dampftemperatur bezogen. Obige Nußeltfunktion ist in *Bild 11* in Abhängigkeit von der Oberflächentemperatur als durchgezogene Linie dargestellt. Der Wärmeübergang steigt mit der Oberflächentemperatur an, da entsprechend Bild 8 die Schleppwirkung des Dampfes auf die Flüssigkeit umso stärker ist, je höher die Oberflächentemperatur und damit die Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes ist.

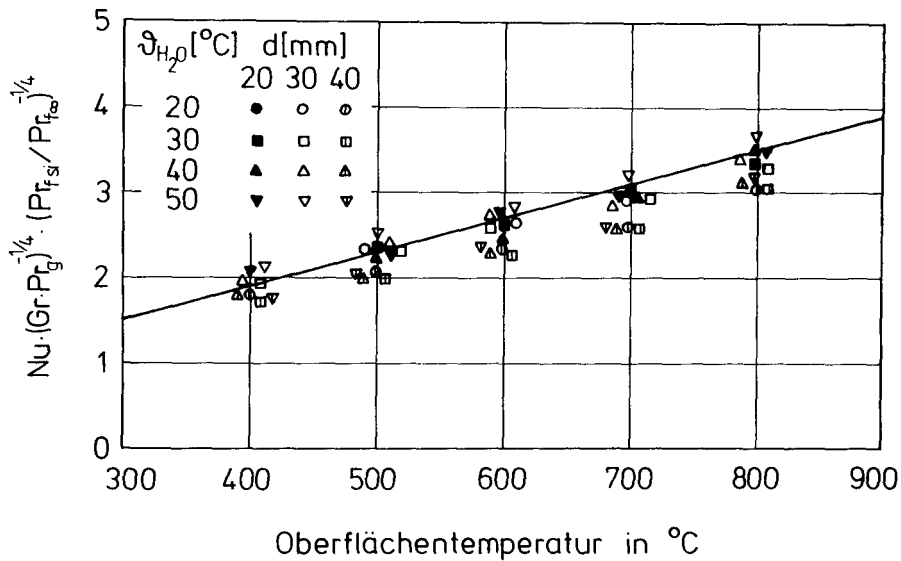


Bild 11:
Nußelfunktion für die Tauchkühlung

Obige Beziehung gilt für Wasser mit Temperaturen unterhalb 60°C und bei Oberflächentemperaturen oberhalb 300°C. Nußelfunktionen für andere Härteflüssigkeiten können zur Zeit noch nicht angegeben werden.

In Bild 11 sind weiterhin experimentell ermittelte Werte eingetragen. Diese wurden aus Wärmestromdichten berechnet, die bei R. Maaß und R. Jeschar [5, 6] für die Abkühlung in ruhende Wasserbäder eingetauchter Nickelsphären angegeben werden. Der Kugeldurchmesser wurde gleich der Überströmlänge L gesetzt und die Stoffwerte bei der mittleren Dampffilmtemperatur gebildet. Die theoretisch berechneten Nußelzzahlen stimmen mit den experimentell ermittelten gut überein. Daraus läßt sich schließen, daß für die eingetauchte Platte entwickelte Nußelfunktion näherungsweise auch auf andere Geometrien angewendet werden kann, wenn man die jeweilige Überströmlänge als charakteristische Körperabmessung einsetzt. Die Übertragbarkeit von Nußelfunktionen mittels charakteristischer Überströmlängen ist für die konvektive Wärmeübertragung bei nichtverdampfenden Flüssigkeiten nachgewiesen [1].

Wie anhand von Bild 4 zu erkennen ist, hängt die Leidenfrosttemperatur und damit das Ende des Bereiches der Filmverdampfung von der Badtemperatur und der Anströmungsgeschwindigkeit ab. Mathematische Beziehungen für die Leidenfrosttemperatur können zur Zeit noch nicht hergeleitet werden. Mit Bild 12 können jedoch experimentell ermittelte Einflußmöglichkeiten auf die Leidenfrosttemperatur angegeben werden. Danach steigt die Leidenfrosttemperatur mit der Anströmungsgeschwindigkeit an, und zwar umso stärker, je niedriger die Wassertemperatur ist. Die Leidenfrosttemperatur liegt weiterhin umso höher, je kleiner die Körperabmessung und je niedriger die Badtemperatur ist.

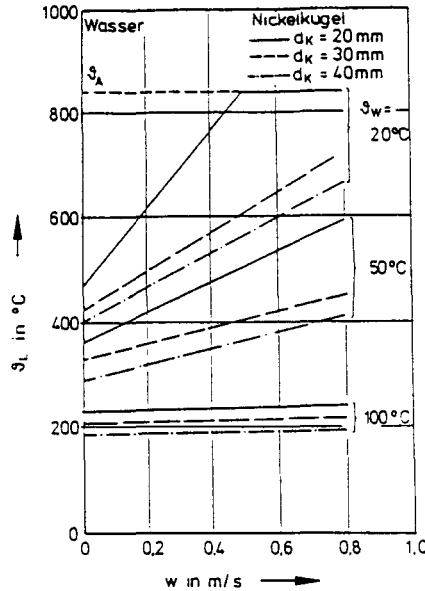


Bild 12:
Leidenfrosttemperatur bei der Tauchkühlung von Kugeln in Wasser [5]

Spritzkühlung

Bei der Spritzkühlung können sich entsprechend Bild 5 mehrere Strömungsformen einstellen, weshalb eine theoretische Beschreibung der Grenzschichtvorgänge zur Zeit noch nicht möglich ist. Es existieren jedoch umfangreiche experimentelle Untersuchungen über den Wärmeübergang, deren wesentlichsten Ergebnisse nachfolgend zusammengefaßt werden.

Der Wärmeübergangskoeffizient im Bereich der stabilen Filmverdampfung ist in Bild 13 für Wasser als Kühlflüssigkeit dargestellt. Er wird bei der Spritzkühlung auf die Temperaturdifferenz zwischen Oberfläche und Kühlflüssigkeit bezogen

$$\dot{q} = \alpha_F \cdot (\vartheta_w - \vartheta_f). \quad (46)$$

Der so definierte Wärmeübergangskoeffizient ist im Bereich der stabilen Filmverdampfung unabhängig von der Oberflächentemperatur. Er kann in diesem Bereich nur durch die Beaufschlagungsdichte beeinflusst werden. Alle anderen Parameter, wie z. B. Tropfengeschwindigkeit, Abstand Düse–Oberfläche und Düsenart, brauchen nicht getrennt berücksichtigt zu werden, sondern sind in der Beaufschlagungsdichte enthalten.

Die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten α_F von der Beaufschlagungsdichte \dot{m}_f kann durch die Gleichung

$$\frac{\alpha_F}{\text{W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})} = 200 + 1,82 \cdot \frac{\dot{m}_f}{\text{kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{min})} \quad (47)$$

wiedergegeben werden [10]. Ihr Gültigkeitsbereich beträgt 100 bis 2000 kg/(m² · min) [8]. Diese Beziehung gilt nur für Wassertemperaturen bis 20°C. Für höhere Wassertemperaturen verringert sich der Wärmeübergangskoeffizient, und zwar umso stärker, je höher die Beaufschlagungsdichte ist [8].

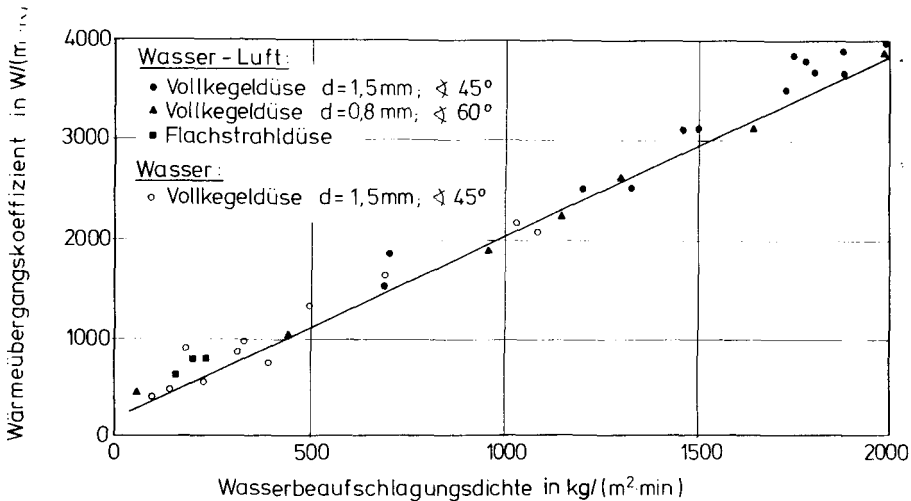


Bild 13:

Wärmeübergangskoeffizient bei der Spritzkühlung im Bereich der stabilen Filmverdampfung für Wasser- und Wasser-Luft-Gemische in Abhängigkeit der Beaufschlagungsdichte [8]

Nach Reiners [9] sind auch bei der Spritzkühlung die Wärmeströme durch Verdampfung und Strahlung sehr klein gegenüber dem in die Flüssigkeit transportierten Wärmestrom. Man kann daher für die vom Werkstück abgegebene Wärmestromdichte auch

$$\dot{q} = \alpha_f \cdot (\vartheta_{si} - \bar{\vartheta}_f) \quad (48)$$

schreiben, worin α_f der Wärmeübergangskoeffizient für den Wärmetransport in die Flüssigkeit und $\bar{\vartheta}_f$ die mittlere Flüssigkeitstemperatur ist. Für diese gilt

$$\dot{q} = \dot{m} \cdot c_f \cdot (\bar{\vartheta}_f - \vartheta_f), \quad (49)$$

wenn mit ϑ_f die Flüssigkeitstemperatur in der Düse bezeichnet wird. Eliminiert man aus letzten beiden Gleichungen $\bar{\vartheta}_f$, so ergibt sich mit Gl (46)

$$\alpha_f = \frac{\alpha_F \cdot \frac{\vartheta_w - \vartheta_f}{\vartheta_{si} - \vartheta_f}}{1 - \frac{\alpha_F}{\dot{m}_f \cdot c_f} \cdot \frac{\vartheta_w - \vartheta_f}{\vartheta_{si} - \vartheta_f}} \quad (50)$$

Da α_F nach Gl (47) linear mit der Beaufschlagungsdichte \dot{m}_f steigt, nimmt auch der Wärmeübergangskoeffizient α_f für den konvektiven Wärmetransport in die Flüssigkeit nahezu linear mit \dot{m}_f zu. Für größere Beaufschlagungsdichten beträgt nach Gl (47) das

Verhältnis $\alpha_f / (\dot{m}_f \cdot c_f) = 0,026$. Damit folgt aus Gl (50), daß für $\dot{m}_f = \text{const.}$ $\alpha_f \sim (\vartheta_w - \vartheta_f)$ gilt. Im Gegensatz zur Filmkühlung hängt also bei der Spritzkühlung die konvektive Wärmeübertragung an die Flüssigkeit von der Oberflächentemperatur des Werkstücks ab. Dieser Effekt kann dadurch erklärt werden, daß durch die auf den Flüssigkeitsfilm schlagenden Tropfen die Grenzschicht zwischen Dampf- und Flüssigkeitsfilm wellig ist.

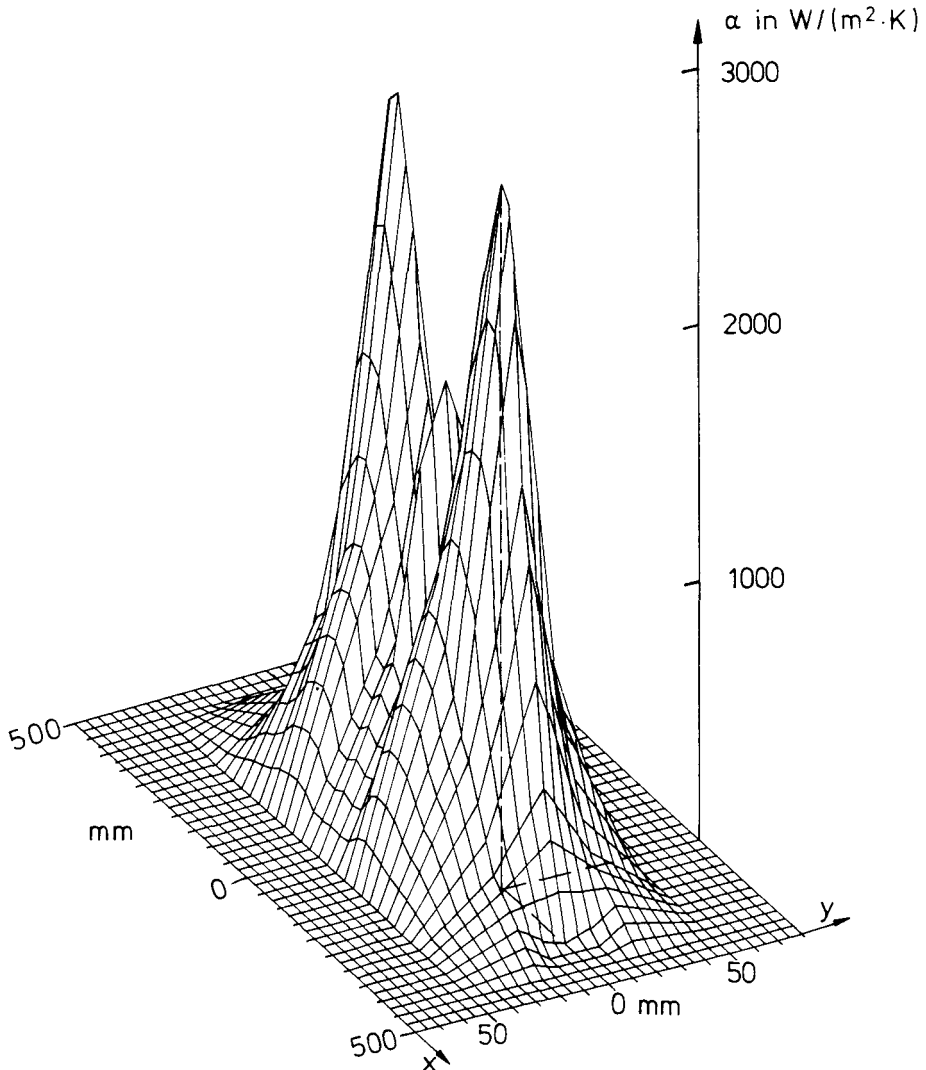


Bild 14:
Düsenkennlinienfelder bezüglich des Wärmeübergangskoeffizienten
einer Wasser-Luft-Flachstrahldüse [11]

Je stärker diese Welligkeit ist, desto höher ist die konvektive Wärmeabfuhr in die Flüssigkeit. Die Wellen können wiederum umso höher sein, je dicker der Dampffilm ist. Dieser ist schließlich um so dicker, je höher die Oberflächentemperatur ist. Die einzelnen Grenzschichtvorgänge sind jedoch noch nicht hinreichend untersucht.

Da im Bereich der stabilen Filmverdampfung die Beaufschlagungsdichte die einzige Einflußgröße zur Steuerung der Wärmeabfuhr ist, kommt der örtlichen Verteilung der Beaufschlagungsdichte besondere Bedeutung zu. In *Bild 14* ist als Beispiel für eine Wasser-Luft-Flachstrahldüse das sich daraus ergebende Feld des Wärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Hieran wird deutlich, daß die sehr großen Gradienten des Wärmeübergangskoeffizienten mit dem hohen absoluten Maximum große Temperaturunterschiede an der Metalloberfläche und damit Materialfehler (z.B. Risse) hervorrufen können. Um diese zu vermeiden, muß man also eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Beaufschlagungsdichte erzeugen. Dies kann z.B. dadurch erreicht werden, daß man mit mehreren Düsen kühlt und diese so anordnet, daß sich ihre Wasserverteilungen entsprechend überlappen.

In der industriellen Praxis werden in zunehmendem Maß Zweistoffdüsen eingesetzt. Darunter versteht man Wasser-Luft-Düsen. Die Zugabe von Luft als zweites Kühlmedium dient hauptsächlich zur Beeinflussung der Düsencharakteristik. Die Kühlwirkung dieser Düsen wird jedoch ebenfalls nur von der Höhe der Beaufschlagungsdichte bestimmt.

Die Leidenfrosttemperatur hängt bei der Spritzkühlung ebenfalls von der Beaufschlagungsdichte ab, wie aus *Bild 15* zu erkennen ist. Die Leidenfrosttemperatur steigt demnach exponentiell mit der Beaufschlagungsdichte an. Sie ist zusätzlich noch von

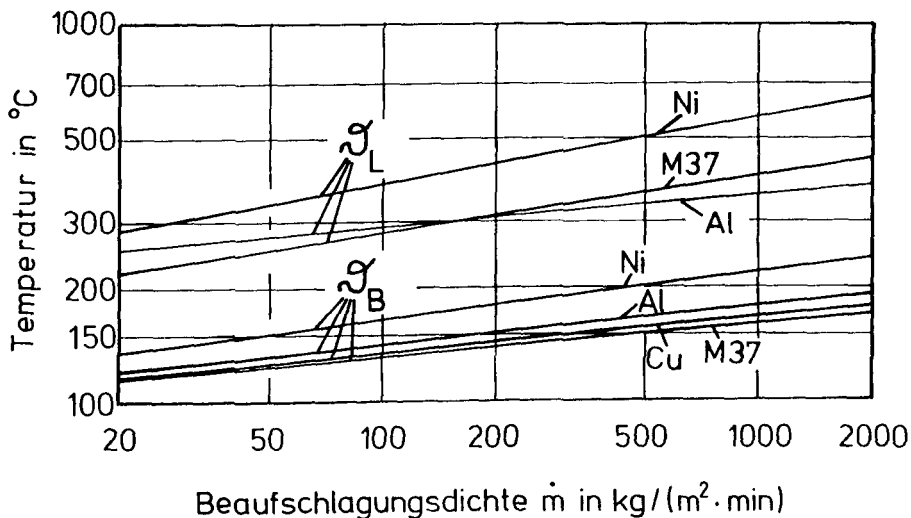


Bild 15:

Leidenfrost- und burn-out-Temperatur bei der Spritzkühlung nach [10]

der Metallart abhängig. Dieser Einfluß läßt sich nach dem Wärmeeindringkoeffizienten $\sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c}$ ordnen, und zwar ist die Leidenfrosttemperatur umso höher, je kleiner der Wert des Wärmeeindringkoeffizienten ist. Bei der Berechnung des Wärmeeindringkoeffizienten muß beachtet werden, daß hierfür die Stoffwerte an der Oberfläche maßgebend sind. Besonders bei Kupfer bildet sich an der Oberfläche immer eine Oxidschicht, in der $\sqrt{\lambda \cdot \rho \cdot c}$ erheblich kleinere Werte besitzt als im Metall selbst.

Die in Bild 15 angegebenen Werte gelten für glatte Oberflächen. Ab Rauhtiefen von etwa $2\text{ }\mu\text{m}$ (nach DIN 4768) erhöhen sich sowohl die Leidenfrost- als auch die burn-out-Temperatur. Bei einer Rauhtiefe von beispielsweise $30\text{ }\mu\text{m}$ ist die Leidenfrosttemperatur um ca. 100 K und die burn-out-Temperatur um ca. 20 K höher.

Zusammenfassung

Bei der Wärmebehandlung von metallischen Werkstoffen kommt den Kühlprozessen zur Erzielung einer hohen Produktqualität eine entscheidende Bedeutung zu. Um die erforderlichen hohen Abkühlgeschwindigkeiten zu realisieren, werden die Werkstücke mit verdampfenden Flüssigkeiten gekühlt. Bei hohen Temperaturen der Metalloberfläche bildet sich ein Dampffilm aus. Die Mechanismen der Wärmeübertragung während der Filmphase, die bei allen Kühltechniken letztlich die Gesamtkühldauer maßgeblich bestimmen, werden erläutert. Für die drei häufigsten Kühltechniken: Film-, Tauch- und Spritzkühlung werden Gleichungen für die abgeführte Wärmestromdichte angegeben. Weiterhin wird gezeigt, mit welchen Prozeßgrößen die Leidenfrosttemperatur und damit die Kühlgeschwindigkeit beeinflußt werden kann.

Schrifttumsverzeichnis

- [1] Jeschar, R.; Köhler, C.; Specht, E.; Heidt, V.: Methoden zur definierten Abkühlung metallischer Werkstoffe. Gas wärme int. 38 (1989), 223–229 und Die Industriefeuerung 47 (1989), 34–39.
- [2] Jeschar, R.; Alt, R.; Specht, E.: Grundlagen der Wärmeübertragung. Viola-Jeschar-Verlag Goslar, 3. Auflage 1990.
- [3] Nukiyama, S.: The maximum and minimum values of the heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. Journal of the Jap. Soc. of Mech. Eng. 37 (1934), 367–374.
- [4] Stephan, K.: Wärmeübergang beim Kondensieren und beim Sieden. Springer-Verlag 1988.
- [5] Maaß, R.; Jeschar, R.: Einflußgrößen des Wärmeüberganges beim Abschrecken von Metallen in Wasser. Gas wärme int. 38 (1989), 142–150.
- [6] Maaß, R.: Untersuchung zur Wärmeübertragung beim Abschreckhärten. Dissertation TU Clausthal (1988).
- [7] Köhler, Chr.: Wärmeübertragung von heißen Oberflächen durch Wasserfilmkühlung im Bereich der stabilen Filmverdampfung. Dissertation TU Clausthal (1990).
- [8] Jeschar, R.; Reiners, U.; Scholz, R.: Wärmeübergang bei der zweiphasigen Spritzwasserkühlung. Gas wärme int. 33 (1984), 299–308.
- [9] Reiners, U.: Wärmeübertragung durch Spritzwasserkühlung heißer Oberflächen im Bereich der stabilen Filmverdampfung. Dissertation TU Clausthal (1987).

- [10] Müller, H. R.: Wärmeübergang bei der Spritzwasserkühlung von Nichteisenmetallen. Dissertation TU Clausthal (1982).
- [11] Reiners, U.; Jeschar, R.; Scholz, R.; Zebrowski, D.; Reichelt, W.: A measuring method for quick determination of local heat transfer coefficients in spray water cooling within the range of stable film boiling. Steel research 56 (1985), 239–246.